

РОЖДЕНИЕ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ В РАМКАХ МОДЕЛИ МУЛЬТИПОМЕРОННОГО ОБМЕНА

© 2016 В. Н. Коваленко, А. М. Пучков, Г. А. Феофилов

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет», Россия

E-mail: a.puchkov@spbu.ru

Предлагается расширенный вариант модели мультипомеронного обмена для описания процессов в pp -столкновениях в широком диапазоне энергий (от ISR к LHC) с учетом рождения странных частиц. В данной модели используется эффективное взаимодействие кварк-глюонных струн через их слияние. Дифференциация выходов разных типов частиц происходит в соответствии с механизмом Швингера для адронизации струны. Представлены результаты по множественности странных частиц, их поперечному импульсу и корреляциям. Проведено сравнение с экспериментальными данными. Обсуждается возможное влияние высших резонансов на наблюдаемые характеристики, а также применимость механизма Швингера.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время, на коллайдере LHC (CERN) активно проводятся эксперименты по изучению pp -столкновений при сверхвысоких энергиях. Вопреки начальным ожиданиям, оказалось, что существенная доля продуктов реакции приходится не на жесткую, а на мягкую область. Аналитическое исследование этой области в рамках теории возмущений КХД связано с большими трудностями. Однако, существуют феноменологические подходы, основанные на компьютерных симуляциях и включающие в себя, в частности, струнные модели, которые позволяют эффективно описывать мягкие процессы. В основе всех струнных моделей лежит идея о том, что в результате столкновения нуклонов происходит обмен померонами. Каждый разрезанный померон соответствует двум кварк-глюонным струнам, в результате адронизации которых появляются частицы,

регистрируемые в эксперименте. Спектры поперечных импульсов продуктов реакции обычно рассматриваются с помощью модели Швингера [1] – [2]. Поскольку среднее количество струн, рожденных в pp -столкновениях, растет с энергией, то в принципе, возможно перекрытие и слияние струн в поперечной плоскости, что должно проявиться в спектре рождающихся частиц. Различные сценарии слияния струн рассматривались в работах [3]–[7].

Модель мультипомеронного обмена [8]–[10] выгодно отличается от большей части струнных моделей тем, что описывает основные наблюдаемые характеристики — множественность, поперечный импульс и их соотношение в pp -столкновениях в широком диапазоне энергий (от ISR к LHC) аналитически, не используя монте-карловские симуляции.

До сих пор предполагалось, что все рожденные частицы имеют одинаковую массу. Такой подход может быть оправдан при относительно низких энергиях, когда среди образующихся частиц преобладают π -мезоны. Однако уже сейчас, при энергиях, достигнутых на LHC, относительный вклад каонов и тяжелых адронов в спектр составляет более 15%. Кроме того, необходимо отметить, что большая часть π -мезонов при сверхвысоких энергиях рождается в результате распада ρ -мезонов и других резонансов [11].

В настоящей работе предлагается обобщение модели мультипомеронного обмена [8] — [10] на случай рождения нескольких типов частиц, отличающихся массами. Особое внимание уделено случаю, когда в спектре продуктов реакции возможно появление странных частиц. В рамках новой модели вычисляется множественность и поперечный импульс для различных типов частиц и производится сравнение с результатами эксперимента.

1 . ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Если спектр pp -столкновений содержит несколько типов частиц, то функция распределения по множественности и поперечному импульсу должна представлять собой линейную комбинацию соответствующих одночастичных функций:

$$\rho(N_{ch}, p_t) = \sum_v \rho(N_{ch}, p_t; v), \quad (1)$$

где

$$\rho(N_{ch}, p_t; v) = \sum_{n=1}^{\infty} w_n(z) P(n, N_{ch}) g_v K(n) \exp\left(\frac{-\pi(p_t^2 + m_v^2)}{n\beta_t}\right). \quad (2)$$

В каждом слагаемом в формуле (2), соответствующем определенному сорту частиц (тип v), имеются общие множители: $w_n(z)$ – вероятность рождения n померонов в одном событии и $P(n, N_{ch})$ – вероятность рождения N_{ch} заряженных частиц из n померонов в результате адронизации. В формуле (3) параметр δ – это аксептанс, то есть ширина (псевдо-)быстротного интервала, в котором рассматриваются рождающиеся частицы. Согласно модели мультипомеронного обмена [8] — [10] имеем:

$$w_n(z) = C_w \frac{1}{n} \left(1 - \exp(-z) \sum_{l=0}^{n-1} \frac{z^l}{l!} \right), \quad z = \frac{2 G \gamma s^A}{R_0^2 + \alpha' \ln(s)},$$
$$P = \exp(-2nk\delta) \frac{(2nk\delta)^{N_{ch}}}{N_{ch}!}. \quad (3)$$

Здесь C_w – нормировочная постоянная. Такое обобщение совершенно естественно в силу теоремы сложения вероятностей независимых событий. В дальнейших расчетах мы используем величину $\delta = 1$, а параметры реджистики фиксируются в соответствии с исходным вариантом модели [7] – [8]:

$$\Delta = 0.139, \alpha' = 0.21 \text{ ГэВ}^{-2}, \gamma = 1.77 \text{ ГэВ}^{-2}, R_0^2 = 3.18 \text{ ГэВ}^{-2}, C = 1.5. \quad (4)$$

Вероятность частице ν -типа иметь импульс p_t , в соответствии с модифицированным механизмом Швингера [8], будет пропорциональна величине

$$g_\nu \exp\left(\frac{-\pi(p_t^2 + m_\nu^2)}{n^\beta t}\right),$$

где параметр m_ν – это масса частицы ν – типа, а β – это параметр, отвечающий за коллективность (эффективно учитывает слияние струн). Значения индекса $\nu = 1, 2, 3$ соответствуют пионам, каонам и протонам. Тип $\nu = 0$ соответствует пионам, рожденным в результате распада ρ -мезона. Весовой множитель g_ν , введенный в нашем анализе, учитывает относительные дополнительные вклады возможных распадов ρ -мезонов в спектр заряженных частиц. На данном этапе предполагается, что учет только вклада от распадов ρ -мезонов будет достаточным для сопоставления с данными по множественности, и что каскадные распады от более тяжелых резонансов пока можно не учитывать. В случае распадов ρ -мезонов, этот дополнительный вклад в спектры пионов будет больше соответствующего вклада от первичных частиц, рожденных в результате адронизации кварк-глюонных струн. Весовые факторы g_ν для всех обсуждаемых типов частиц с массой m_ν , используемые на данном этапе, представлены в таблице 1.

Таблица 1. Массы и весовые факторы частиц.

ν	m_ν , ГэВ	g_ν
0	0.775	3
1	0.135	1
2	0.494	1
3	0.938	1

Константы C_w (входит в определение $w_n(z)$) и $K(n)$ определяются следующими нормировочными условиями:

$$\sum_{n=1}^{\infty} w_n(z) = 1, \quad K(n) 2\pi \sum_v \int_0^{\infty} g_v \exp\left(\frac{-\pi(p_t^2 + m_v^2)}{n^\beta t}\right) p_t dp_t = 1.$$

С помощью функции распределения (1) можно найти выражение для средней множественности частиц v – типа

$$\langle N_v \rangle = 2\pi \sum_{N_{ch}=0}^{\infty} N_{ch} \int_0^{\infty} \rho(N_{ch}, p_t; v) p_t dp_t, \quad (5)$$

и распределение частиц по поперечному импульсу - p_t :

$$\frac{dN_v}{2\pi p_t dp_t} = \sum_{N_{ch}=0}^{\infty} N_{ch} \rho(N_{ch}, p_t; v). \quad (6)$$

Кроме того, можно определить среднюю множественность частиц типа v при фиксированной полной заряженной множественности N_{ch} в данном быстротном окне:

$$\langle N_v \rangle_{N_{ch}} = 2\pi N_{ch} \int_0^{\infty} \rho(N_{ch}, p_t; v) p_t dp_t. \quad (7)$$

Зависимость параметров новой модели от энергии остается такой же, как и в прежней модели [9] – [10]:

$$k = 0.25 + 0.065 \ln \sqrt{s}, \quad \beta = 1.16 [1 - (\ln \sqrt{s} - 2.52)^{-0.19}], \quad t = 0.566 \text{ ГэВ}^2, \quad (8)$$

что обеспечивает правильное описание полной множественности заряженных частиц и корреляции между множественностью и поперечным импульсом в широком диапазоне энергий. Заметим, что в данном подходе, ограниченном тремя типами частиц на выходе, странностью обладают только каоны, поэтому мы можем определить долю странности в событии следующим образом:

$$S = \frac{\langle N_2 \rangle_{N_{ch}}}{\sum_v \langle N_v \rangle_{N_{ch}}}. \quad (9)$$

Тогда сравнение зависимости S от множественности всех заряженных частиц, вычисленной по формуле (9) позволит сравнить предсказания нашей модели с результатами эксперимента.

2. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

На рис. 1 представлены результаты расчетов в модели мультипомеронного обмена для средней множественности заряженных пионов, каонов и протонов в pp -столкновениях в зависимости от энергии \sqrt{s} и соответствующие экспериментальные данные (см. ссылки в работе [12]). Модель качественно правильно описывает рост множественности всех трех типов частиц с энергией. Также качественно описывается при более высоких энергиях увеличение доли каонов и, особенно, протонов по сравнению с π -мезонами.

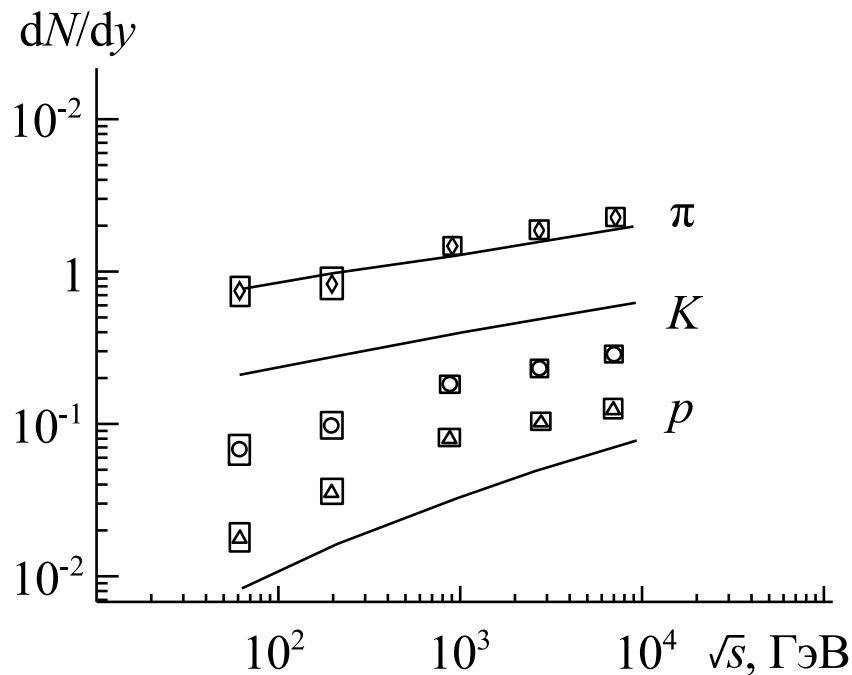


Рис. 1. Зависимость средней множественности на единицу быстроты от энергии pp -столкновений для заряженных пионов, каонов и протонов. Линии соответствуют модельным расчетам. Точками обозначены экспериментальные данные (см. ссылки в [12])

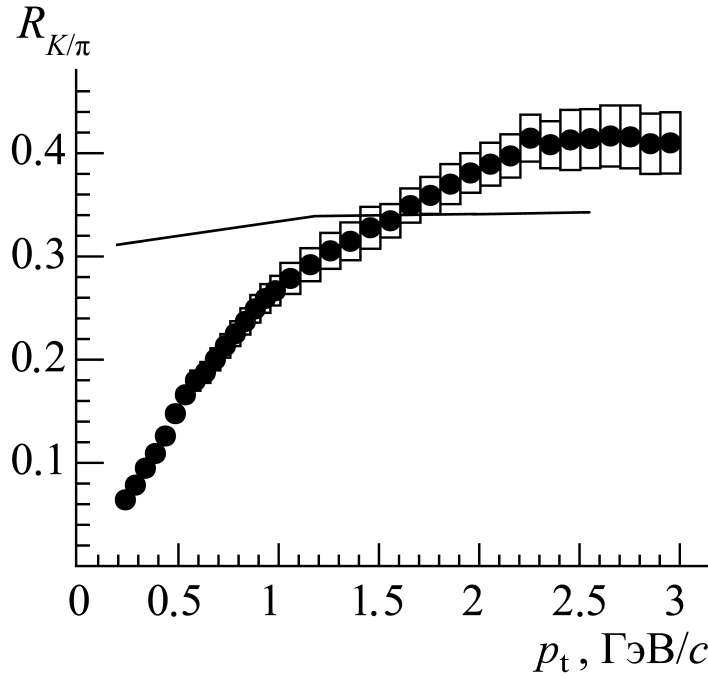


Рис. 2. Величина $R_{K/\pi}$ (отношение множественности каонов к пионам) как функция от поперечного импульса. Линия соответствует модельному расчету. Точками показаны данные эксперимента ALICE [12] для pp -столкновений при энергии 7 ТэВ.

Необходимо обратить внимание, что модель несколько переоценивает долю K -мезонов и недооценивает выход протонов. Это различие, по-видимому, связано с отсутствием в данной модели учета рождения более тяжелых адронов (например, Ω -барионов) и возможности их каскадных распадов, которые могут менять итоговое соотношение между выходами пионов, протонов и каонов.

На рис. 2 показано отношение выходов каонов к π -мезонам в зависимости от поперечного импульса в pp -столкновениях при энергии 7 ТэВ, вычисленное в данной модели, в сравнении с экспериментальными данными ALICE [12]. Результаты показывают, что непосредственное применение швингеровского подхода с эффективным учетом коллективности в виде слияния струн, использованное в данной работе, дает слишком слабую зависимость относительной доли каонов от поперечного импульса, что не согласуется с экспериментом. Возможно, что необходим более детальный учет спектра

рождающихся адронов, который обсуждался выше. Также, не исключено, что при энергиях БАК для корректного описания механизмов рождения каонов наравне с кратностью померонного обмена необходимо учитывать жесткость элементарных столкновений.

На рис. 3 представлены результаты рассчитанной в рамках модели зависимости доли каонов – S по формуле (8) от множественности всех заряженных частиц в быстротном интервале шириной $\delta = 1$. В pp -столкновениях с энергией 7 ТэВ при малых значениях множественности видна положительная корреляция между долей странных частиц и N_{ch} (рост S с множественностью). При этом в области больших значений N_{ch} доля странности выходит на плато, и наблюдается тенденция к уменьшению S . Такое поведение S - N_{ch} корреляционной функции качественно согласуется с результатами монте-карловской модели со слиянием струн [13] и модели PYTHIA с включенными эффектами перезамыкания цветовых потоков (color reconnection) [14].

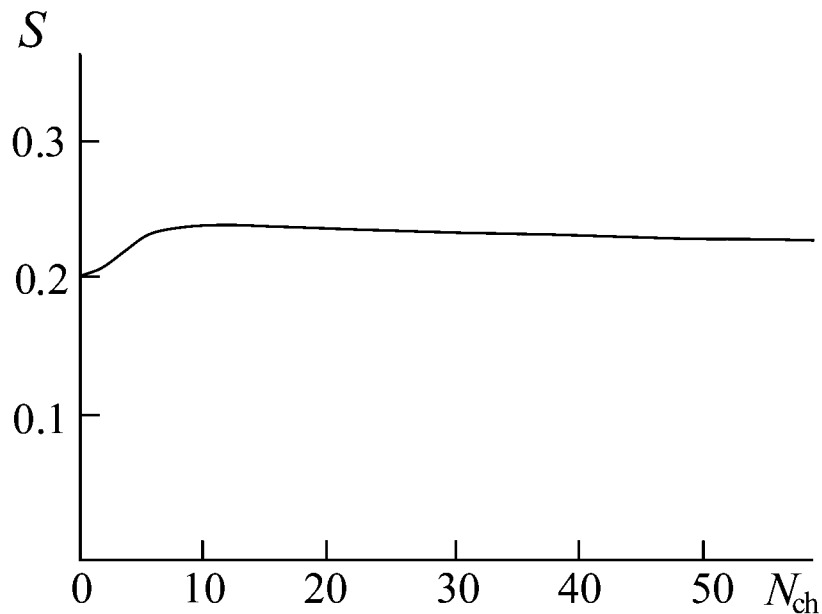


Рис. 3. Доля странных частиц S как функция множественности заряженных частиц в быстротном интервале $|y| < 0.5$ в pp -столкновениях при энергии 7 ТэВ, рассчитанная в модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложено обобщение модели мультипомеронного обмена с эффективным учетом Овзаимодействия между струнами для учета рождения странных частиц в рамках механизма Швингера. Данное обобщение не потребовало введения каких-либо дополнительных параметров. Результаты по множественности частиц различных сортов, их зависимость от энергии столкновения и поперечного импульса продемонстрировали качественное согласие с экспериментальными данными. Введена новая наблюдаемая величина S – доля странных частиц в событии, которая в данной работе соответствует доле K -мезонов. В pp -столкновениях изучена ее корреляция с множественностью заряженных частиц.

Полученные результаты показывают, что каскадные резонансные распады играют важную роль в механизмах рождения частиц, и необходим более точный учет их распадов по аналогии со статистическими моделями фрагментации. Это позволит корректно вычислять как средние значения множественностей частиц различных сортов, так и корреляции с учетом странности.

Авторы выражают благодарность гранту Санкт-Петербургского государственного университета 11.38.242.2015. Работа В. Н. Коваленко была выполнена при поддержке специальной ректорской стипендии СПбГУ, гранта фонда «Династия» и стипендии G-RISC.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Schwinger J.* // Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 664.
2. *Biro T. S., Nielsen H. B., Knoll J.* // Nucl. Phys. B. 1984. V. 245. P. 449.
3. *Абрамовский В. А., Грибов В.Н., Канчели О. В.* // Ядерная физика. 1973. Т. 18. С. 595;
Abramovskii V. A., Gribov V. N., Kancheli O. V. // Sov. J. Nucl. Phys. 1974. V. 18. P. 308.
4. *Amelin N. S., Braun M. A., Pajares C.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 306. P. 312.
5. *Amelin N. S., Braun M. A., Pajares C.* // Z. Phys. 1994. V. 63. P. 507.
6. *Braun M. A., Pajares C., Ranft J.* // Int. J. Mod. Phys. A. 1999. V. 14. P. 2689.
7. *Вечернин В. В., Лакомов И. А., Пучков А. М.* // Вестник СПбГУ. Серия 4. Физика, химия. 2010. Вып. 3. С. 3.
8. *Armesto N., Derkach D., Feofilov G.* // Ядерная физика. 2008. Т. 71. С. 2122;
Armesto N., Derkach D., Feofilov G. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 2087.
9. *Bodnia E., Derkach D., Feofilov G., Kovalenko V., Puchkov A.* // PoS (QFTHEP 2013) 060 (2013),
arXiv:1310.1627 [hep-ph].
10. *Bodnia E. O., Kovalenko V. N., Puchkov A. M., Feofilov G. A.* // AIP Conf. Proc. 2014. V. 1606. P. 273-282, arXiv:1401.7534 [hep-ph].
11. *Abelev B. et al. (ALICE Collaboration)* // Phys. Lett. B. 2014. V. 728 P. 25.
12. *Adam J. et al. (ALICE Collaboration)* // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 755. P. 226.
13. *Kovalenko V., Vechernin V.*, 2015. arXiv:1509.06696 [hep-ph].
14. *Altsybeev I., Feofilov G., Gillies E. L.*, 2015. arXiv:1510.02080 [hep-ph].

PRODUCTION OF STRANGE PARTICLES IN THE FRAMEWORK OF MULTI-POMERON EXCHANGE MODEL

© 2016 V. N. Kovalenko, A. M. Puchkov, G. A. Feofilov

Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Saint-Petersburg State
University”, Russia

E-mail: a.puchkov@spbu.ru

An extended version of the multi-pomeron exchange model for the description of pp -collisions in a wide energy range (from ISR to LHC) is presented by accounting of strange particle yields. This model effectively includes the interaction of the quark-gluon strings in the form of fusion. Differentiation of yields of various particle types is carried out in accordance with the Schwinger mechanism of string hadronization. The results on the multiplicity of strange particles, their transverse momentum and correlations are presented. A comparison with experimental data is performed. The possible influence of higher resonances on the observables, as well as the applicability of the Schwinger mechanism is discussed.